

双频容性耦合等离子体密度径向均匀性研究*

蒋相站 刘永新 毕振华 陆文琪 王友年†

1) (大连理工大学物理与光电工程学院, 大连 116024)

2) (新疆工业高等专科学校, 乌鲁木齐 830091)

(2010年12月14日收到; 2011年2月4日收到修改稿)

利用自主研制的全悬浮双探针, 对影响双频容性耦合等离子体径向均匀性的因素进行了研究. 发现低功率、放电气压和放电间距对径向均匀性有明显影响. 合适的低功率、放电气压及较大的极板间距可以得到更均匀的等离子体. 采用与实验相同的放电参数, 利用改进的二维流体模型进行理论模拟, 得到了不同极板间距下径向离子密度分布, 并和实验测量结果进行了比较, 两者的变化趋势基本符合.

关键词: 双频容性耦合等离子体, 径向均匀性, 全悬浮双探针, 二维流体模型

PACS: 52.80.Pi, 52.70.Nc, 52.50.Qt

1 引言

射频容性耦合等离子体 (capacitively coupled plasma, 简记为 CCP) 已广泛地应用在半导体芯片刻蚀及薄膜沉积工艺中. 在单频放电条件下, 如果想要得到较高的等离子体密度, 需在电极上施加很高的射频电压. 然而, 较高的射频电压会使得离子穿越电极附近的鞘层时获得很高的能量, 并轰击到被刻蚀的基片, 从而造成基片的介质损伤. 如果等离子体密度不高, 刻蚀速率会很低. 为了适应半导体工业的不断发展, 近年来, 人们发展形成了一种双频 (dual-frequency, 简记为 DF) 放电的 CCP^[1] 源. 与传统的单频 CCP 不同, DF-CCP 由两个不同频率的射频电源共同驱动, 其中高频电源主要用于产生高密度的等离子体, 而低频电源用来控制离子在鞘层中的运动特性, 从而实现了对等离子体的密度和离子能量的单独控制^[2,3], 能获得较高的刻蚀速率和较低的介质损伤, 许多研究者对这种 DF-CCP 的物理特性进行了大量的理论研究^[4,5] 和数值模拟^[2,6-11], 同时采用光谱、质谱等诊断方法开展了相应的实验研究^[3,12-18].

在半导体芯片制造工艺中, 对等离子体密度在

放电腔室的径向分布的均匀性要求特别高, 因为它影响芯片刻蚀及薄膜沉积的均匀性. 对于放电频率为 13.56 MHz 的传统 CCP, 可以用 Langmuir 单探针等离子体的电学参数 (电子密度及温度) 进行测量^[19-22]. 但在 DF-CCP 诊断中, 单探针面临诸多困难, 因为在 DF-CCP 中, 由于放电频率是双频的, 存在着较强的射频干扰, 特别是包含了大量由基频衍生的谐波成分, 致使通常采用的扼流技术和射频补偿对此失去作用, 很难得到可靠的数据. 而其光谱诊断技术和激光诱导荧光诊断技术也只能获得一些定性的结果^[23-27]. 最近发展起来的 Hairpin 探针技术^[15,28,29], 只能测量电子密度, 而且由于针尖较长 (几个厘米), 其空间分辨能力不能满足需要.

为了解决这些问题, 我们根据完全悬浮的双探针思想, 自行设计了一套对称的双探针诊断系统^[30]. 离子密度的测量首先是通过全悬浮探针测量系统得到 $I-V$ 曲线, 由分析软件对饱和离子电流区部分的曲线进行线性拟合; 由拟合直线的截距得到饱和离子电流, 然后从原始曲线中减去上述线性变化成分, 得到校正后的曲线; 求出校正后的曲线在坐标原点的斜率, 分析该斜率可以得到电子温度; 利用电子温度和饱和离子电流可以得到离子密

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 10635010) 资助的课题.

† E-mail: ynwang@dlut.edu.cn

度^[31]. 利用这种双探针诊断技术, 本文针对不同的放电条件下, 如低频电压功率、放电气压及放电间隙, 研究 DF-CCP 离子密度分布的径向均匀性, 并与流体力学模拟的结果进行了比较.

2 实验装置

图 1 是本文作者所在的课题组自行搭建的 DF-CCP 装置示意图. 其中高频电源的工作频率为 60 MHz, 低频电源的频率可调, 从 0.1 MHz 到 3 MHz, 两电源的功率范围均为 0 W—1 KW. 放电腔室为圆柱形, 腔室内圈直径 28 cm, 高度 25 cm, 腔体选用不锈钢材料. 上表面封盖为可打开腔室盖, 采用 O 型圈密封. 腔室内部有两个圆形不锈钢平板电极. 上电极固定在腔室盖上, 连接到一个接口电路, 用于接受射频电源的输入电压, 距离腔室上表面 9 cm, 直径为 21 cm, 其上均匀分布着用于送气的气孔. 上电极的输入电压可以利用高压探头从点“A”(图 1 所示) 测量. 上电极还配有专门的冷却管路, 使用来自冷水机的水循环进行冷却. 下电极可以更换, 放置在中轴上, 直径有 21 cm 和 15 cm,

可以用来研究对称电极和非对称电极放电的径向均匀性. 下电极可以调节, 电极间距可以从 1 cm 到 6 cm 调节. 腔室下部配有连接到机械泵和涡轮分子泵的管路, 侧壁通过接口可连到气压计. 在腔室器壁上还开有若干法兰口, 包括用于观察放电的玻璃观测口, 和一些可连接到其他诊断设备的扩展接口.

探针诊断系统由双探针、笔记本电脑、数据采集卡 (DAQ card)、偏压驱动转换器组成. 双探针的两个针尖由直径为 0.4 mm 的铜丝制成, 彼此平行, 暴露于等离子体中的长度都为 2.5 mm, 其余部分由氧化铝陶瓷管遮蔽, 陶瓷管外径大小为 1 mm. 探针系统中所有工作电源都由笔记本电脑的电池提供, 加载到探针上的高压偏置信号是由电脑 USB 端口输出的 5 V 电压经 DC-DC 模块转换放大得到. 测量中, 除探针外, 其余部分都远离地电极 (大于 1 m), 以最大可能地减小分布电容.

除了双探针诊断系统外, 还有光谱和质谱诊断系统. 利用这套装置, 我们先前分别对入射到电极上的离子能量分布、等离子体的发射光谱和吸收光谱进行了实验研究^[17,18,32].

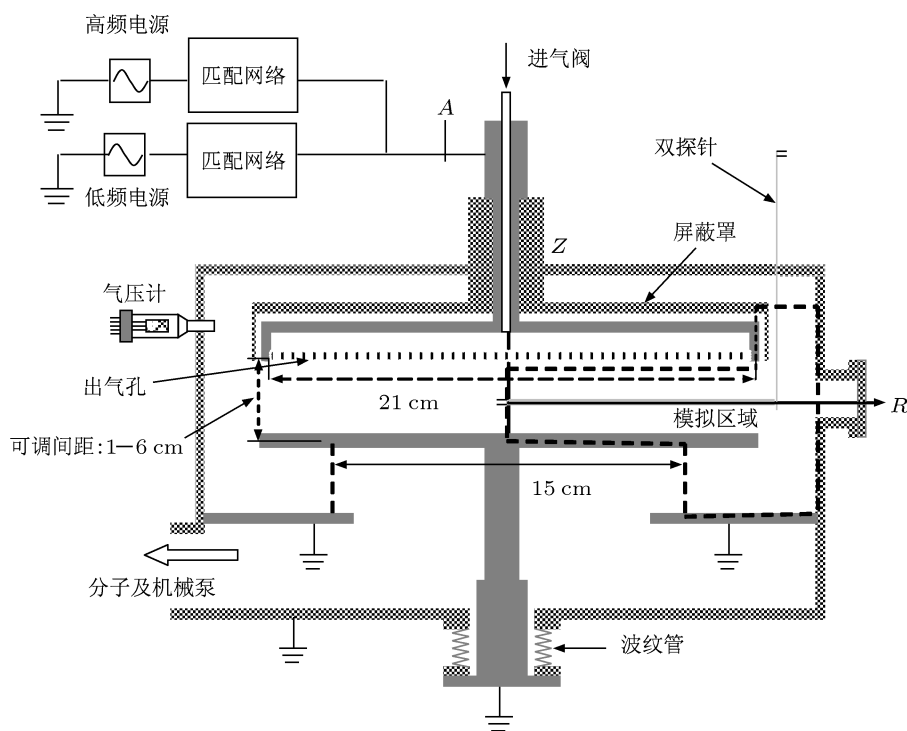


图 1 双频容性耦合等离子体放电装置示意简图

3 结果与讨论

由于等离子体放电是一个复杂的物理过程, 影响其放电均匀性的因素很多. 在如下研究中, 我们只限于研究低频电源的功率、放电气压及放电间隙对等离子体密度径向分布的影响. 在实验诊断中, 将双探针保持在两电极的中心处, 但可以径向移动. 低频电源的频率固定为 2 MHz, 工作气体为纯氩气. 研究低频功率和气压影响时, 放电间距均为 3 cm.

3.1 低频功率的影响

在 DF-CCP 中, 等离子体的鞘层特性主要是受低频电源功率影响. 鞘层的扩张与收缩影响了等离子体的有效电离长度, 从而影响等离子体的产生和损耗, 因此低频功率是影响等离子体径向均匀性的一个重要因素. 图 2 (a) 给出的是对称电极 (上下电极的直径均为 21 cm) 放电情况下得到的离子密度的径向分布, 其中高频功率固定为 50 W, 气压为 4.0 Pa. 从图中可以看出, 当低频功率较低时, 如 10 W, 等离子体鞘层相对较薄, 体等离子体区有效电离体积较大. 这时带电粒子在两电极上的损失不明显, 但径向损失起主要作用, 因此离子密度径向分布呈现出从腔室中心向电极边缘单调递减的变化趋势; 当低频功率变得很高时, 如 170 W, 等离

子体鞘层变厚, 体等离子体区域减小, 即有效电离区域变小, 使得等离子体在轴向上 (两电极上) 损失变大, 从而造成腔室内部的等离子体密度下凹, 等离子体密度径向分布是从腔室中心到电极边缘逐渐增加, 在上电极边缘达到峰值, 之后迅速下降; 当低频功率为 90 W 时, 整体的径向均匀性最好, 等离子体的产生和轴向损失变得均衡, 径向离子分布变得更均匀. 另外, 虽然放电电极是对称的, 但是在电极边缘附近, 离子密度都会变得更大一些, 这是由于上电极边缘和外围的接地屏蔽罩之间有一个比较强的电场, 使得电离度增强.

工业应用中的刻蚀和镀膜机, 为了取放物件的方便, 大部分 DF-CCP 的电极是非对称的. 图 2(b) 是在非对称电极 (上电极直径 21 cm, 下电极直径 15 cm) 放电情况下得到的离子密度的径向分布. 可以看出: 在非对称电极情况下, 低频功率对离子密度径向分布的影响与对称电极的结果是类似的, 但在上电极边缘 (10.5 cm) 离子密度有一个很明显的提高. 特别是当低频功率很高 (170 W) 时, 出现一个很高的峰值. 这说明在非对称电极情况下, 上电极边缘产生的局域电场更强. Overzet 等^[33] 在他们的数值研究中也曾观察到等离子体密度在电极边缘区域的增强现象.

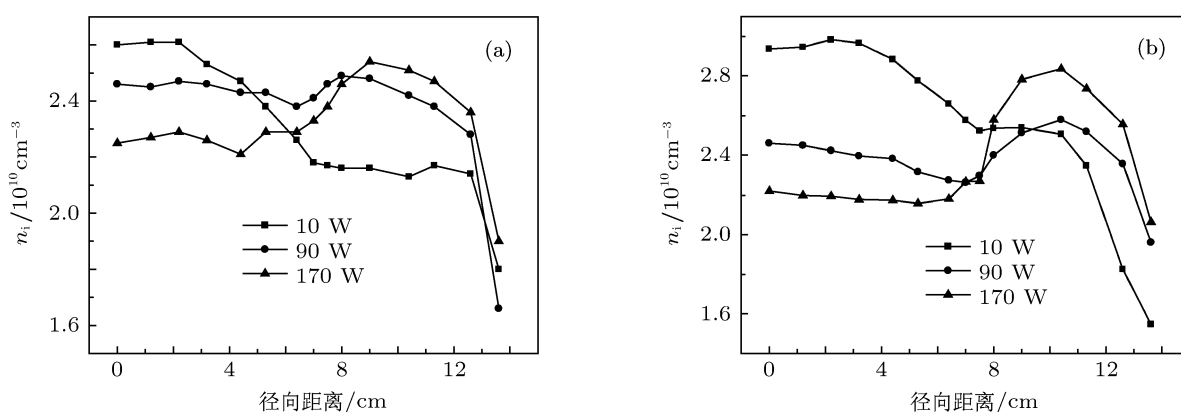


图 2 不同的低频功率下离子密度的径向分布 (a) 对称电极; (b) 非对称电极

3.2 气压的影响

图 3(a) 和 (b) 分别显示了在对称电极和非对称电极放电条件下放电气压对离子密度径向分布的影响, 其中高低频电源的功率均为 50 W. 对于对称电极放电, 从图 3(a) 可以看出, 当放电气压较

低 (1 Pa) 时, 从腔室中心到电极边缘离子密度的径向分布是单调下降的. 在这种情况下, 电子的碰撞自由程比较大, 鞘层的无碰撞加热占主导地位^[34], 使腔室中心区的密度较高, 边缘区的密度较低. 另一方面, 在低气压下径向迁移 - 扩散效应增强, 等离子体将向边缘区扩散和迁移, 从而使得离子密度在

径向上单调地下降; 当气压较高时 (9 Pa), 电子碰撞自由程变小, 鞘层的无碰撞随机加热效应变弱, 使得中心区等离子体密度变低. 同时, 在高气压下边缘放电效应增强, 使得等离子体在电极边缘区的密度增高. 当气压适中 (5 Pa) 时, 鞘层的无碰撞加热效应和边缘增强放电效应相当, 等离子体密度径向分布的均匀性较好. 从图 3(b) 可以看出, 对于非对称电极放电, 离子密度的径向分布规律与对称电极情况下得到的结果类似, 只是在低气压 (1 Pa) 下边缘放电增强现象比较明显.

我们研究小组曾利用发射光谱法, 通过观察 Ar I 750.4 nm 谱线的强度变化, 定性研究了这种 DF-

CCP 氩等离子体密度分布的径向均匀性 [32].

3.3 放电间距的影响

图 4(a) 和 (b) 分别显示了在对称电极和非对称电极放电条件下放电间隙 d 对离子密度径向分布的影响, 其中高频功率 60 W, 低频功率 70 W, 气压为 7 Pa. 可以看出: 在中心区, 离子密度随放电间隙的增加而增加, 这是因为有效放电体积增加的缘故; 而在边缘区, 离子的密度随放电间隙的增加而减小, 这是因为当放电间隙变大时, 两电极边缘的局域电场变弱, 导致电离变弱. 总体来看, 增大放电间隙, 可以使得等离子体密度径向分布的均匀性较好.

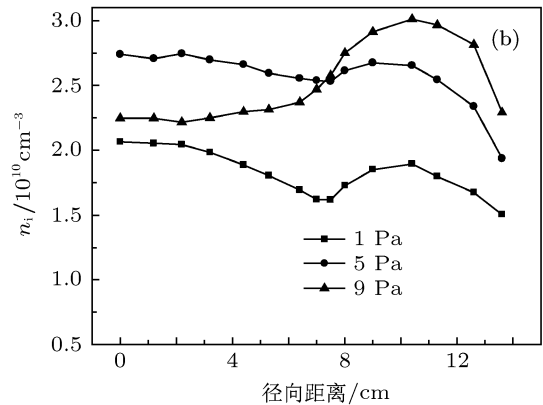
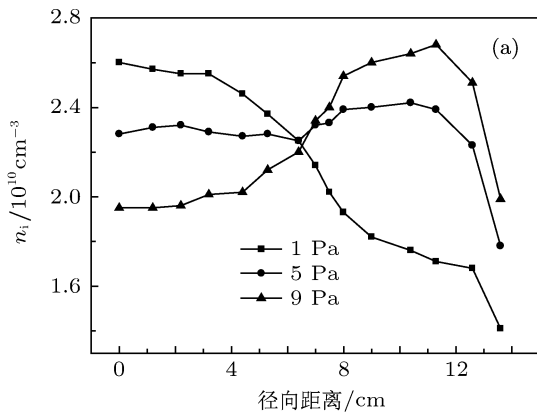


图 3 不同的放电气压下离子密度的径向分布 (a) 对称电极; (b) 非对称电极

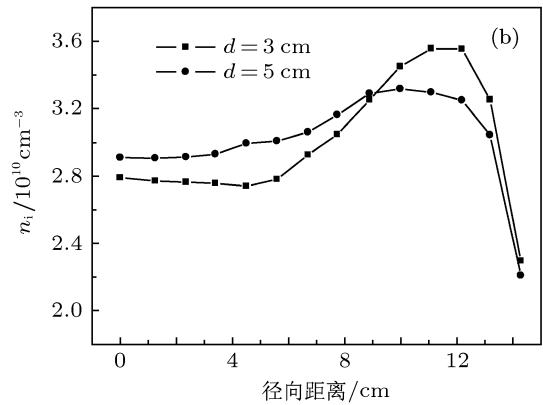
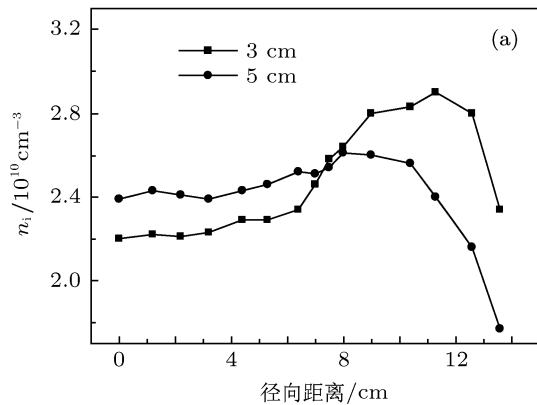


图 4 不同放电间距的径向离子密度分布 (a) 对称电极; (b) 非对称电极

4 二维流体模拟结果

为了验证实验结果, 我们利用二维流体力学模型对这种 DF-CCP 进行了模拟, 其中模拟区域如图 1 虚线框所示. 电子的动力学行为由电子连续性

和能量守恒方程来描述:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = k_i N n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\frac{3}{2} n_e T_e)}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_e$$

$$-e\mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e - \varepsilon k_i N n_e, \quad (2)$$

其中 n_e 为电子密度, T_e 是电子温度, $\mathbf{\Gamma}_e$ 为电子通量, N 为背景气体密度, 假定为常数. E 是电场强度, $k_i = 8.7 \times 10^{-9} T_e \exp(-4.9/\sqrt{1.5T_e - 5.3})$ 是电离率系数^[35], $\mathbf{q}_e = 5/2 T_e \mathbf{\Gamma}_e - (5/2)(n_e T_e / m_e \nu_{en}) \nabla T_e$ 为能量通量^[36]. ε 是氩的电离阈值, 在这里取 15.6 eV. 由于电子质量很小, 电子流密度采用漂移-扩散近似的方法:

$$\mathbf{\Gamma}_e = -\frac{1}{m_e \nu_{en}} \nabla(n_e T_e) - \frac{en_e}{m_e \nu_{en}} \mathbf{E}, \quad (3)$$

m_e 是电子质量, ν_{en} 表示电子和中性气体间的弹性碰撞频率. 由于传统的流体力学模型不能处理低气压放电下鞘层的无碰撞加热效应, 故本文在模拟物理量沿轴向变化时, 用一个有效碰撞频率 $\nu_{e_eff} = \nu_{en} + \nu_t / l_p$ 代替 ν_{en} , 其中 $l_p = d - 2s$ 是有效放电宽度, s 是鞘层厚度, $\nu_t = \sqrt{8T_e / \pi m_e}$ 是电子的平均热运动速率.

离子方程由连续性方程和动量平衡方程组成:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = k_i N n_e, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \mathbf{u}_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i = \frac{e\mathbf{E}}{m_i} - \nu_{in} \mathbf{u}_i, \quad (5)$$

其中 $\mathbf{\Gamma}_i = n_i \mathbf{u}_i$ 是离子的通量, n_i 是离子密度, \mathbf{u}_i 是离子速度, m_i 是离子质量, ν_{in} 是离子和中性气体间的弹性碰撞频率, $\nu_{in} = N \sigma_i \sqrt{8T_i / \pi m_i + u_i^2}$, σ_i 为 $5 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ ^[37]. 假定离子是恒温的, 离子能量平衡方程可以忽略, 离子温度 T_i 为背景气体温度. 电场由 Poisson 方程给出:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e). \quad (6)$$

我们规定两电极中心处 $Z = 0, R = 0$, 上电极边界处为 z_1, r_2 下电极边界处为 $-z_1, r_1$. 电势边界为

$$\begin{aligned} \Phi_{-z_1} &= 0, \\ \Phi_{z_1} &= V_{rf}. \end{aligned} \quad (7)$$

假定离子通量的散度在所有的边界上为零, 即

$$\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = 0. \quad (8)$$

电子通量在器壁边界上的取值与文献中的处理方法类似^[38,39], 为

$$\mathbf{\Gamma}_{e,R} \Big|_{R=r_1, r_2} = \pm \frac{n_e \nu_t}{4} (1 - \Theta),$$

$$\mathbf{\Gamma}_{e,Z} \Big|_{Z=z_1, -z_1} = \pm \frac{n_e \nu_t}{4} (1 - \Theta). \quad (9)$$

在轴心处 $\mathbf{\Gamma}_{e,R,Z} \Big|_{R=0, Z=0} = 0$, 其中 $\nu_t = \sqrt{8T_e / \pi m_e}$ 是电子的平均热运动速率; Θ 为 0.25, 代表电子器壁上反射系数.

通过解流体方程, 电子离子密度和电子温度等放电参数可以自洽地得出. 图 5 给出了离子密度的径向分布.

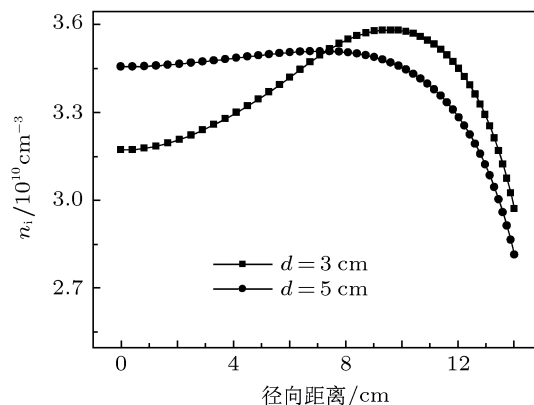


图 5 非对称电极放电不同放电间距的径向离子密度分布的二维流体模拟

对非对称放电间距对径向均匀性的影响进行了模拟, 腔室结构和等离子体参数同图 4(b) 实验数据完全一致, 电压数据是实验中实时采集的.

比较图 5 和图 4(b) 可以看出, 两者趋势是类似的, 但是模拟结果比实验结果要高, 这是因为实验的电压数据采集点为图 1 中的“*A*”点处, 由于该电压不可能全部用来加热等离子体, 会有部分损失, 故实验测量结果会低, Godyak 等^[40]也得到了类似的结论.

5 结论

全悬浮双探针可以很好地应用于双频容性耦合等离子体 (DF-CCP) 的测量, 在双频容性放电中, 对称电极和非对称电极放电的径向均匀性都受低频率、气压和放电间距的影响. 工业实际应用中, 根据不同的需求, 调节这 3 个参数, 可以得到较满意的结果. 低频率主要影响等离子体鞘层的变化, 进而影响等离子体的产生和损耗, 两者中和会得到更好的径向均匀性. 低气压下电子的平均碰撞自由程比较大, 径向迁移-扩散效应增强, 离子密度从

放电中心到腔室边界是递减的, 高压下正好相反, 中等气压下, 离子密度变化比较平稳. 放电间距变大, 有效放电体积增加, 鞘层影响变小, 等离子体扩散更均匀, 密度径向均匀性更好. 利用改进的二维

流体模拟可以从理论上较好地验证实验结果的正确性. 在下一步的工作中, 需更深入地分析等离子体径向均匀性的影响因素, 比如驻波效应、趋肤效应和边缘效应等复杂的电磁效应的影响.

- [1] Lee J K, Babaeva N Y, Kim H C, Manuilenko O V, Shon J W 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 47
- [2] Boyle P C, Ellingboe A R, Turner M M 2004 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **13** 493
- [3] Kitajima T, Takeo Y, Petrovic Z L, Makabe T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 489
- [4] Kim H C, Lee J K, Shon J W 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4545
- [5] Chung T H 2005 *Phys. Plasmas* **12** 104503
- [6] Salabas A, Brinkmann R P 2005 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **14** S53
- [7] Boyle P C, Ellingboe A R, Turner M M 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 697
- [8] Kim H C, Lee J K 2005 *Phys. Plasmas* **12** 053501
- [9] Kim H C, Lee J K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 085003
- [10] Kawamura E, Lieberman M A, Lichtenberg A J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 053506
- [11] Lee J K, Manuilenko O V, Babaeva N Yu, Kim H C, Shon J W 2005 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **14** 89
- [12] Lowe H D, Goto H H, Ohmi T 1991 *J. Vac. Sci. Technol. A* **9** 3090
- [13] Goto H H, Lowe H D, Ohmi T 1992 *J. Vac. Sci. Technol. A* **10** 3048
- [14] Denda T, Miyoshi Y, Komukai Y, Goto T, Petrovic Z L J, Makabe T 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 870
- [15] Karkari S K, Ellingboe A R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 101501
- [16] Ohmori T, Goto T K, Kitajima T, Makabe T 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4637
- [17] Li X S, Bi Z H, Chang D L, Li Z C 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 031504
- [18] Li Z C, Chang D L, Li X S, Bi Z H, Lu W Q 2010 *Phys. Plasmas* **17** 033501
- [19] Lisovskiy V A, Yegorenkov V D 2006 *Vacuum* **80** 458
- [20] Sudit I D, Chen F F 1994 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **3** 162
- [21] Braithwaite N S J, Benjamin N M P, Allen J E 1987 *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **20** 1046
- [22] Paranjpe A P, McVittie J P, Self S A 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 6718
- [23] Hebner G A, Paterson A M 2010 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **19** 015020
- [24] Kitajima T, Takeo Y, Makabe T 1999 *J. Vac. Sci. Technol. A* **17** 2510
- [25] Schulze J, Gans T, O'Connell D, Czarnetzki U, Ellingboe A R, Turner M M 2007 *J. Phys. D* **40** 7008
- [26] Ishimaru M, Ohba T, Ohmori T, Yagisawa T, Kitajima T, Makabe T. 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 071501
- [27] Chen Z Y, Donnelly V M, Economou D J, Chen L, Funk M, Sundararajan R 2009 *J. Vac. Sci. Technol. A* **27** 1159
- [28] Karkari S K, Ellingboe A R, Gaman C 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 071501
- [29] Booth J P, Curley G, Marié D, Chabert P 2010 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **19** 01500
- [30] Lu W Q (Chinese Patent) 200610134481.0. [2007-06-27] [陆文琪 中国专利] 200610134481.0. [2007-06-27]
- [31] Huddleston R H, Leonard S L 1965 *Plasma Diagnostic Techniques* (New York: Academic) pp 150, 183
- [32] Zhao G L, Xu Y, Shang J P, Zhu A M, Lu W Q, Wang Y N 2009 *Modern Phys. Lett. B* **23** 3409
- [33] Overzet L J, Hopkins M B 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 2484
- [34] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2007 (Translated by Pa Y K) *Principles of Plasma Discharges and Material Processing* (2nd Ed.) (in Chinese) [迈克尔·A·力伯曼, 阿伦·J·里登伯格著, 蒲以康等译 2007 等离子体放电原理与材料处理 (北京: 科学出版社) p 291]
- [35] Gogolides E, Sawin H H 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 3971
- [36] Bukowski J D, Graves D B, Vitello P 1996 *J. Appl. Phys.* **80** 2614
- [37] Stewart R A, Vitello P, Graves D B, Jaeger E F, Berry L A 1995 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **4** 36
- [38] Nitschke T E, Graves D B 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 5646
- [39] Boeuf J P, Pitchford L C 1995 *Phys. Rev. E* **51** 1376
- [40] Godyak V A, Piejak R B, Alexandrovich B M 1992 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **1** 36

Radial density uniformity of dual frequency capacitively coupled plasma*

Jiang Xiang-Zhan¹⁾²⁾ Liu Yong-Xin¹⁾ Bi Zhen-Hua¹⁾ Lu Wen-Qi¹⁾
Wang You-Nian^{1)†}

1) (*School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

2) (*Xinjiang Polytechnical College, Urumqi 830091, China*)

(Received 14 December 2010; revised manuscript received 4 February 2011)

Abstract

The influences on dual frequency capacitively coupled plasma radial uniformity are studied with a newly developed complete floating double probe. It is found that low frequency power, discharge pressure and gap have significant effects on radial uniformity. The results show that a suitable low frequency power, discharge pressure and larger discharge gap can achieve more uniform plasma. Finally, the improved two-dimensional fluid model simulations are performed with the same discharge parameters in experiment. The radial ion density distributions are obtained for different discharge gaps. The results are almost consistent with each other.

Keywords: dual frequency capacitively coupled plasma, radial uniformity, complete floating double probe, improved 2D fluid simulations

PACS: 52.80.Pi, 52.70.Nc, 52.50.Qt

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10635010).

† E-mail: ynwang@dlut.edu.cn